

**Mössbauerexperimente
über die Gleichgewichtslage von Fremdatomen
in verschiedenen Metallen nach
Rückstoßimplantation**

von
Horst Jena
aus
Selb

1972 # 213



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Mössbauerexperimente
über die Gleichgewichtslage von Fremdatomen
in verschiedenen Metallen nach
Rückstoßimplantation**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Horst Jena

aus

Selb

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaft-
lichen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg

Messbare Experimente
über die Gleichgewichtslage von Fremdatomen
in verschiedenen Metallen nach
Rückstoßimplantation

Das Institut für Experimentelle Physik
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 2. Februar 1972

Dekan: Prof. Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatter: Prof. Dr. H. Wegener

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. E. Mollwo

Inhalt

Zusammenfassung

I.	Einleitung	1
II.	Grundlagen	
	1) Rückstoßimplantation durchs Vakuum	2
	2) Abbremsvorgang	3
III.	Experimentelles	
	1) Meßanordnung	5
	2) Meßweise und Auswerteverfahren	8
IV.	Meßergebnisse und Diskussion	
	1) Meßergebnisse	10
	2) Diskussion und Deutung	20

Zusammenfassung

Die elektrostatische Wechselwirkung von ^{57}Fe -Kernen implantiert in Cu, Cr, V, Be und α -Mn wurde mit Hilfe des Mössbauereffektes untersucht.

Die Bevölkering des 14,4 keV-Niveaus von ^{57}Fe erfolgt durch Coulombanregung mit 25 MeV Sauerstoffionen. Dabei wird auf den coulombangeregten Targetatomkern ein Rückstoß übertragen. Bei entsprechender Wahl der Targetdicke verläßt der größte Teil der coulombangeregten Kerne das Target und wird durchs Vakuum in eine Fangfolie implantiert. Ist die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes groß gegen die Flugzeit, so gehen praktisch alle angeregten Kerne in der Fangfolie in den Grundzustand über. Die dabei emittierte γ -Strahlung wird für Mössbauerexperimente verwendet.

Die Mössbauerspektren von ^{57}Fe implantiert in die oben angegebenen metallischen Wirtsgitter stimmen in allen entscheidenden Größen (Debye-Waller-Faktor, Linienposition, Linienbreite und Quadrupolaufspaltung) mit Messungen überein, bei denen Eisen in geringer Konzentration auf normalen Gitterplätzen in diese Metalle eingebaut ist. Es besteht deswegen kein Grund zu der Annahme, daß Atome, die bei Raumtemperatur mit einigen MeV in metallische Wirtsgitter implantiert werden, nach 10^{-7} sec auf anderen Gitterplätzen als bei Diffusion sowie in merklich gestörter nächster Umgebung zur Ruhe gekommen sind.

I. Einleitung

Es gibt verschiedene Möglichkeiten für die Anregung von Mössbauerkernen [1]. Unmittelbar nach der Entdeckung des Mössbauereffektes wurden fast ausschließlich Kerne gemessen, deren angeregter Zustand nach β -Zerfall oder K-Einfang bevölkert wird. Im Laufe der Zeit wurden dann auch Mössbauerexperimente nach α -Zerfall, nach Kernreaktionen und nach Coulombanregung durchgeführt. Dabei wird in allen drei Fällen auf das Mössbaueratom eine Rückstoßenergie übertragen, welche größer ist als die Schwellenenergie E_d zur Bildung eines stabilen Frenkelpaares. Der Mössbauerkern verläßt also mit Sicherheit seinen Gitterplatz. Durch Wechselwirkung mit anderen Gitterbausteinen wird er abgebremst. Für das Mössbauerspektrum ist entscheidend, ob das Mössbaueratom auf einem normalen Gitterplatz oder einem Zwischengitterplatz zur Ruhe kommt und wie dessen Umgebung zur Zeit der γ -Emission aussieht.

In einer Reihe von Arbeiten werden Vorhersagen gemacht, wo ein Atom hoher kinetischer Energie im Gitter zur Ruhe kommt. Dederichs, Lehmann und Wegener [2] berechneten die Wahrscheinlichkeit $P(E)$, daß ein Atom der Energie E auf einem normalen Gitterplatz landet. Vineyard et al [3][4][5] machten sehr detaillierte Maschinenrechnungen über den Abbremsvorgang eines Primäratoms in kubischen Metallen und konnten dadurch auch Aussagen über Gitterstörungen erhalten. Auch eine Reihe von Mössbauerexperimenten beschäftigen sich mit diesem Problem [6]-[14], wobei meistens das Schwergewicht auf die magnetische Wechselwirkung des abgebremsten Atomkerns mit seiner Umgebung gelegt wurde. In dieser Arbeit soll mit Hilfe des Mössbauereffektes nach Rückstoßimplantation durchs Vakuum besonders die elektrische Wechselwirkung untersucht werden. In Abschnitt II werden zunächst Grundlagen der Rückstoßimplantation durchs Vakuum und des Abbremsvorganges behandelt. Daran anschließend folgen in Abschnitt III experimentelle Details. Abschnitt IV beginnt

mit einer übersichtsartigen Zusammenstellung der Meßergebnisse. Nach einem Vergleich mit Mössbauerexperimenten, bei denen Eisen in geringer Konzentration durch Diffusion in die entsprechenden Metalle eingebaut ist, wird in der anschließenden Diskussion der Versuch unternommen, aus diesen experimentellen Ergebnissen Schlüsse darüber zu ziehen, wo und in welcher Umgebung der γ -emittierende Atomkern nach der Rückstoßimplantation zur Ruhe kommt.

II. Grundlagen

1) Rückstoßimplantation durchs Vakuum

Bei der Rückstoßimplantation durchs Vakuum trifft ein Strahl geladener Teilchen auf das Target. Die Targetkerne können durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den vorbeifliegenden Projektilen angeregt werden. Dabei erfährt das Projektil durch das Coulombfeld des Targetkernes eine Impulsänderung, die als Rückstoß auf den coulombangeregten Atomkern übertragen wird. Die auf das Targetatom übertragene kinetische Energie hängt vom Streuwinkel des Projektils ab. Sie ist für 25 MeV Sauerstoffionen und Targetkerne mit einem mittleren Atomgewicht in der Größenordnung einige MeV. Zum Verlassen des Gitterplatzes sind einige 10 eV notwendig. Das Atom mit dem angeregten Kern bewegt sich also mit Sicherheit durch den Kristall. Bei entsprechender Wahl der Targetdicke kann man erreichen, daß der größte Teil der coulombangeregten Kerne die Targetfolie verläßt und durchs Vakuum in eine Fangfolie implantiert wird. Ist die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes groß gegen die Flugzeiten, so gehen fast alle angeregten Kerne in der Auffangfolie in den Grundzustand über. Die dabei emittierte γ -Strahlung kann für Mössbauerexperimente verwendet werden. Diese Methode hat gegenüber der von uns früher verwendeten Rückstoßimplantationstechnik [15][16], bei der das Target elektrolytisch

oder durch Aufdampfen auf das Implantationsmaterial aufgebracht ist, einige Vorteile. Die Implantationsfolie wird nicht direkt vom Strahl getroffen. Die thermische Belastung und mögliche Strahlungsschäden rühren also nur von den implantierten Targetkernen und einem Teil der gestreuten Projektilen her.

2) Abbremsvorgang

Die coulombangeregten Targetatome werden also im Mittel mit einigen MeV in das Wirtsgitter der Auffangfolie implantiert. Sie bewegen sich durch das Gitter und werden dabei abgebremst. Der Bremsprozeß geht in zwei charakteristischen Stufen vor sich.

Bei Energien über 100 keV wird der Energieverlust hauptsächlich durch Anregung und Ionisation der Hüllenelektronen der Gitteratome hervorgerufen. Unterhalb von einigen 10 keV geschieht die Abbremsung hauptsächlich durch Anregung von Gitterschwingungen und Stöße mit Gitterbausteinen. Die gesamte Abbremszeit beträgt einige 10^{-12} sec [1].

Die beim Abbremsvorgang erzeugte Wärmemenge muß durch Wärmeleitung abgeführt werden. Die Abkühlzeit liegt in Metallen bei ungefähr 10^{-10} sec [1]. Sie ist also wesentlich kleiner als die mittlere Lebensdauer der angeregten Kerne ($1,4 \cdot 10^{-7}$ sec für das 14,4 keV-Niveau von ^{57}Fe).

Die Aussendung des γ -Quants erfolgt daher erst nachdem Abkühl- und Abbremsprozeß vorüber sind.

Die Struktur der Umgebung des abgebremsten Teilchens wird erst durch den letzten Teil des Abbremsvorganges bestimmt. Für kinetische Energien unterhalb von 1 keV existieren Rechnungen von Vineyard und Mitarbeitern [3][4][5]. Sie betrach-

ten ein Atom, das durch einen Gitterverband von ungefähr 10^3 Atomen fliegt. Durch Lösung der klassischen Bewegungsgleichung werden die Strahlenschäden im kubisch-flächenzentrierten Kupfer und im kubisch-raumzentrierten Eisen mit Hilfe eines Computers berechnet. Für die Wechselwirkung zwischen den Atomen werden realistische Kräfte angenommen, sodaß die makroskopischen Eigenschaften des Kristalls gut beschrieben werden. Um einen unendlich ausgedehnten Kristall zu simulieren, werden zusätzliche Dämpfungskräfte eingeführt, welche auf die Atome an der Oberfläche des Mikrokristalls wirken. Zu Beginn der Rechnung befinden sich die Atome in Ruhe auf ihren Gitterplätzen. Ein Atom (Primäratom) erhält einen Impuls variabler Richtung und Größe. Es zeigt sich, daß jedes Primäratom durch einen Ersetzungsstoß auf einem normalen Gitterplatz landet. Ein Ersetzungsstoß liegt dann vor, wenn die dem Primäratom verbleibende Energie kleiner und die übertragene Energie größer als E_d ist. In fast allen Fällen befindet sich mindestens eine Leerstelle in der Nähe dieses Gitterplatzes. Zwischengitteratome bilden sich erst bei Stoßenergien vergleichbar mit der Grenzenergie E_d (ungefähr 25 eV in Kupfer).

Dederichs et al [2] berechnen in einem einfachen Stoßmodell die Wahrscheinlichkeit $P(E)$, daß ein Primäratom der kinetischen Energie E während des Abbremsprozesses in einem Kristall einen Ersetzungsstoß macht. Für mehrere plausible Wechselwirkungen zwischen dem Gitter und dem Primäratom erhalten sie das Ergebnis, daß $P(E)$ für $E > 2E_d$ konstant ist und abhängig von der Art der Wechselwirkung zwischen 0,5 und $\ln 2$ liegt.

In einer neueren Arbeit von G. Czjzek und W. G. Berger [17] werden mit einer ähnlichen Methode wie bei Dederichs et al [2] die Stoßereignisse in der Nähe der Ruhelage des Primäratoms genauer untersucht. Im Prinzip haben Vineyard und Mitarbeiter [3][4][5] diese Fragen schon gelöst. Wenn man aber quantitative Aussagen über die Strahlungsschäden in der Nähe der

Ruhelage machen will, muß man viele einzelne Abbremsvorgänge berechnen, um genügend statistisches Material zur Verfügung zu haben. Czjzek und Berger untersuchen das Rückstoßproblem bei der Kernreaktion $^{56}\text{Fe} (n, \gamma) ^{57}\text{Fe}$ in Fe und in FeAl-Legierungen. Bei einer maximalen Rückstoßenergie von 549 eV landen im kubisch-raumzentrierten Eisen die Primäratome mit 82 % Wahrscheinlichkeit durch einen Ersetzungsstoß auf einem Gitterplatz. In 25 % bzw. 13 % aller Fälle ist in der ersten bzw. zweiten Koordinationsschale eine Leerstelle. Mit 7 % Wahrscheinlichkeit befindet sich in der Nähe der Gleichgewichtslage des Mössbauerkernes ein Zwischengitteratom.

Es scheint nach diesen theoretischen Ergebnissen daher nicht unwahrscheinlich zu sein, daß der größte Bruchteil der γ -emittierenden Atomkerne bei der Rückstoßimplantation durchs Vakuum auf einem normalen Gitterplatz und nach [17] auch in nicht zu sehr gestörter Umgebung zur Ruhe kommt.

III. Experimentelles

1) Meßanordnung

Zur Rückstoßimplantation nach Coulombanregung wird ein ^{16}O -Strahl mit 25 MeV verwendet. Der Sauerstoffionenstrahl kommt horizontal in die Streukammer (s. Fig. 1) und wird durch Nickelblenden auf 2 mm Durchmesser begrenzt. Das Target befindet sich im Vakuum ($p \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Torr) und besteht aus einer $1,9 \text{ mg/cm}^2$ dicken Eisenfolie der Firma NEN, Boston. Es ist zu 91 % angereichert mit ^{57}Fe . Nachdem der Strahl das Target durchdrungen hat, wird er in einem Nickelstopper mit Tantalabschirmung aufgefangen. Der Targetstrom, gemessen über den

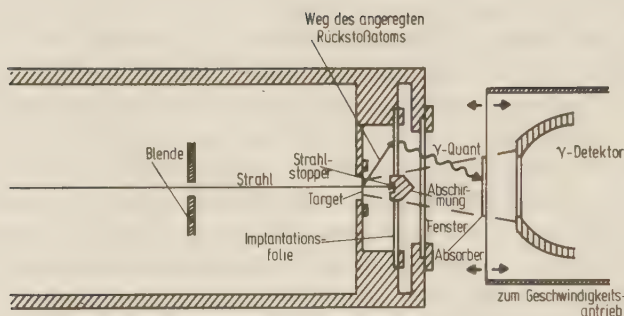


Fig. 1: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung

Stopper, betrug im Mittel $0,5 \mu\text{A}$. Die Geometrie ist so gewählt [18], daß die Implantationsfolie einen Eisenstreuungswinkelbereich von 20° bis 60° erfaßt (s. Fig. 2). Man sieht aus Fig. 3, daß das Maximum der Ausbeute bei einer Targetdicke von 1 mg/cm^2 liegt, und sehr stark von der Energie der Sauerstoffionen abhängt. Die Wahl der optimalen Targetdicke scheiterte daran, daß käufliche $1,0 \text{ mg/cm}^2$ dicke Folien sehr teuer sind, und durch Abätzen von preiswerten $1,9 \text{ mg/cm}^2$ Folien keine konstante Flächendichte zu erreichen war. Eine Erhöhung der Sauerstoffionenenergie brachte keinen Fortschritt, da neben der Ausbeute an gewünschter γ -Strahlung auch die Untergrundstrahlung zunimmt. Die γ -Quanten verlassen die Streukammer durch ein Berylliumfenster und werden nach Durchdringen des $\text{Na}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 10 \text{ H}_2\text{O}$ -Mössbauerabsorbers (^{57}Fe zu 91 % angereichert) mit einem Proportionalzählrohr Modell RSG-61 der Firma Reuter-Stokes,

Cleveland nachgewiesen. Der Mössbauerabsorber hatte einen Durchmesser von 25 mm und wurde mit einem elektromechanischen Antrieb der Firma Frieske und Höpfner, Erlangen sinusförmig bewegt.



Fig. 2: Ausbeute an angeregten Eisenatomen, die durch γ -Emission zerfallen, in Abhängigkeit des Eisenstreuwinkels bei einer Sauerstoffprojektilenergie von 25 MeV und der Targetdicke als Parameter (α ist der Koeffizient der inneren Umwandlung)

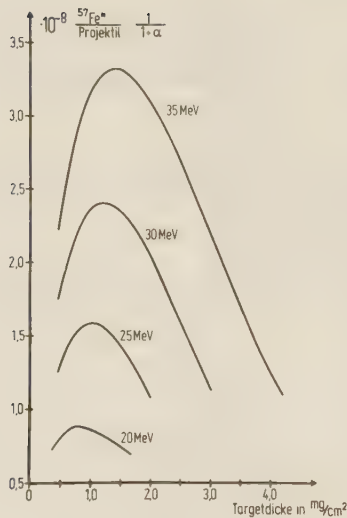


Fig. 3: Ausbeute an angeregten Eisenatomen, die durch γ -Emission zerfallen, in den gesamten Eisenstreuwinkelbereich in Abhängigkeit der Targetdicke mit der Sauerstoffprojektilenergie als Parameter

2) Meßweise und Auswerteverfahren

Bei der Aufnahme eines Mössbauerspektrums mißt man die γ -Strahlung hinter dem Absorber in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit zwischen Quelle und Absorber. In der einen Gedächtnishälfte eines Vielkanalanalysators (Nuclear Data ND 130) wird die Zahl der γ -Quanten, die im Fenster eines

auf die Mössbauerlinie (14,4 keV-Strahlung von ^{57}Fe) eingestellten Einkanaldiskriminators liegen, als Funktion der Absorbergeschwindigkeit registriert. Die mittlere Zählrate betrug 100/sec. In der anderen Gedächtnishälfte nimmt man - wiederum als Funktion der Absorbergeschwindigkeit - das sogenannte Vergleichsspektrum auf. Das sind γ -Quanten, die im Fenster eines zweiten Einkanaldiskriminators liegen, der auf γ -Strahlung eingestellt ist, die im Mössbauerabsorber nicht resonant absorbiert werden kann. Nicht alle γ -Quanten, die im Fenster des auf die Mössbauer-Linie eingestellten Einkanaldiskriminators liegen, entstammen dem 14,4 keV-Übergang. Das muß durch eine Untergrundkorrektur des Mössbauerspektrums korrigiert werden. Zu diesem Zweck nimmt man in einem zweiten Vielkanalanalysator (Nuclear Data ND 130) gleichzeitig mit dem Mössbauerspektrum das γ -Spektrum auf (s. Fig. 4).

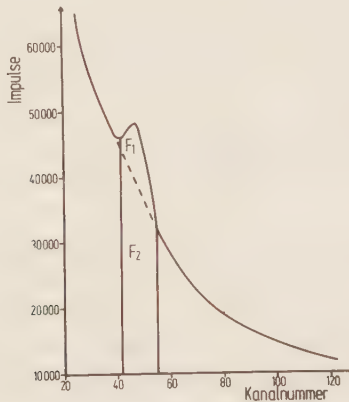


Fig. 4: γ -Spektrum von ^{57}Fe implantiert in Cu

Der Korrekturfaktor $\lambda = (\text{echte } 14,4 \text{ keV-Strahlung} + \text{Untergrund im Einkanalfenster}) / (\text{echte } 14,4 \text{ keV-Strahlung im Einkanalfenster})$ wird in einem Computerprogramm durch quadratische Interpolation der gestrichelten Linie berechnet.

Die Auswertung der Mössbauerspektren wird ebenfalls in einem Computer durchgeführt. Zur Elimination apparativer Details dividiert man den Inhalt entsprechender Kanäle der beiden Gedächtnishälften. Hierauf wird das Spektrum an den Rändern (also für Geschwindigkeit $\pm \infty$) im Mittel auf 1 normiert und die Abweichung der Werte von 1 mit λ multipliziert. Nach Berechnung der statistischen Fehler der Meßpunkte wird das Mössbauerspektrum in einem Least Squares Fit mit einer additiven Überlagerung von Lorentzkurven und einer Geraden ^{x)} gefittet. Parameter sind Höhe (negativ !), Halbwertsbreite und Lage der Lorentzkurven sowie Steigung und konstantes Glied der Geraden. Zur Geschwindigkeitseichung wurde jeweils vor jedem Experiment das Hyperfeinstrukturspektrum von ⁵⁷Fe in metallischem Eisen gemessen. Die Eichung hatte eine Genauigkeit von 1,5 % und war innerhalb von 0,5 % konstant.

IV. Meßergebnisse und Diskussion

1) Meßergebnisse

Es wurden Messungen mit fünf verschiedenen Implantationsfolien bei $(302 \pm 6)^\circ \text{ K}$ durchgeführt. Wie in [18] abgeschätzt, kann die Erwärmung der Implantationsfolie durch

^{x)} Dies ist notwendig, um die Kanalabhängigkeit der Totzeit des Vielkanalanalysators zu korrigieren.

die Abbremsung von implantierten Eisenatomen und gestreuten Sauerstoffatomen vernachlässigt werden. Durch Wärmestrahlung vom Target kann nach [18] eine maximale Temperaturerhöhung von 6° K in der Auffangfolie auftreten. Dieser Wert wurde in der obigen Temperaturangabe berücksichtigt. Die Figuren 5 - 9 zeigen die gemessenen Mössbauerspektren, welche nach dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren gewonnen wurden. Es ist jedoch keine Untergrundkorrektur angebracht.

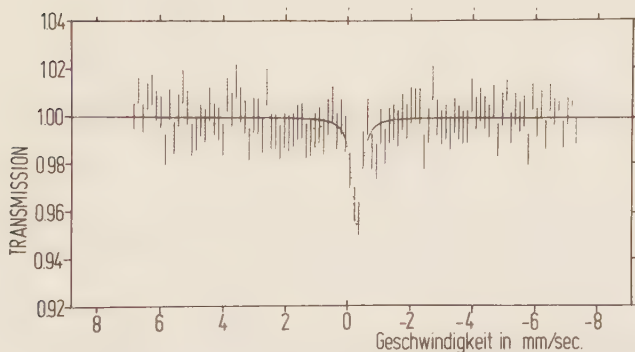


Fig. 5: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert
in Cu

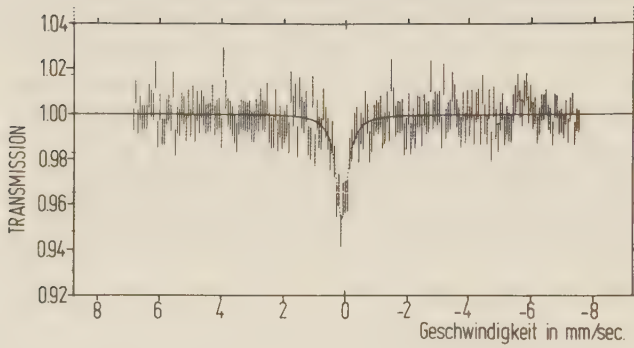


Fig. 6: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert
in Cr

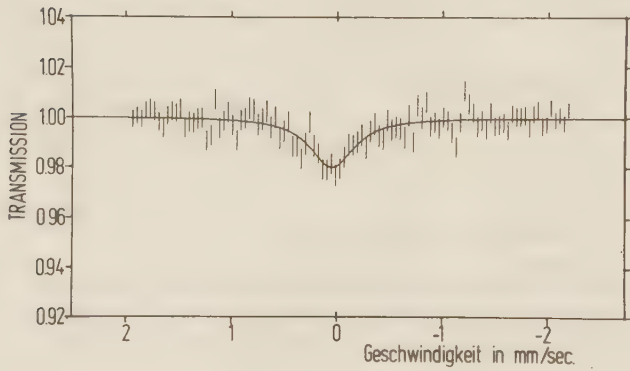


Fig. 7: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert
in V

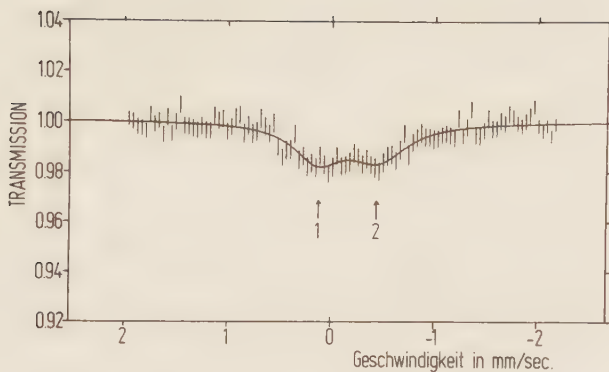


Fig. 8: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert
in Be

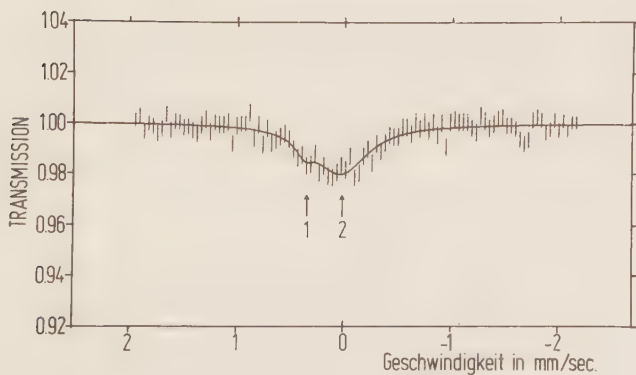


Fig. 9: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert
in $\alpha\text{-Mn}$

Tabelle I: Fittergebnisse

Implantations- folie	gefittet mit	Linienbreite in mm/sec	Linienposition gegen Eisen in mm/sec	Debye-Waller- Faktor
Kupfer (krz)	1 Linie	$0,37 \pm 0,10$	$-(0,22 \pm 0,04)$	$0,54 \pm 0,17$
Chrom (krz)	1 Linie	$0,46 \pm 0,06$	$+(0,17 \pm 0,03)$	$0,56 \pm 0,10$
Vanadin (krz)	1 Linie	$0,49 \pm 0,08$	$+(0,09 \pm 0,03)$	$0,56 \pm 0,12$
Beryllium (hex)	1	$0,58 \pm 0,17$	$+(0,18 \pm 0,05)$	$0,81 \pm 0,20$
	2 Linien	$0,70 \pm 0,20$	$-(0,41 \pm 0,06)$	
α -Mangan (A 12)	1	$0,61 \pm 0,12$	$+(0,07 \pm 0,05)$	$0,66 \pm 0,16$
	2 Linien	$0,22 \pm 0,21$	$+(0,41 \pm 0,05)$	

In Tabelle I sind die Fitergebnisse zusammengestellt. Die eingetragenen Linienbreiten sind nicht auf Absorberdicke 0 extrapoliert, da die Dicke und der Debye-Waller-Faktor der zwei verwendeten Natriumferrozyanidabsorber nicht genau bekannt war.

a) Kupfer

Die Implantationsfolie bestand aus einer $2,3 \text{ mg/cm}^2$ dicken Kupferfolie der Firma Goodfellow-Metalls Ltd., England. Kupfer ist kubisch-flächenzentriert.

	^{57}Fe implantiert in Cu	^{57}Co diffundiert in Cu
Debye-Waller-Faktor	$0,54 \pm 0,17$	$0,710 \pm 0,003$ [20] $0,60 \pm 0,02$ [19]
Linienbreite in mm/sec	$0,37 \pm 0,10$	$0,367 \pm 0,007$ [19]
Isomerieverschiebung gegen Fe in mm/sec	$-(0,22 \pm 0,04)$	$-(0,226 \pm 0,010)$ [21]

Der Debye-Waller-Faktor von ^{57}Fe implantiert in Cu ist zwar etwas niedriger als der von Nußbaum et al [20] angegebene Wert für eine diffundierte Quelle von ^{57}Co in Cu, aber in guter Übereinstimmung mit eigenen Labormessungen von allen bei der Firma NEN gekauften ^{57}Co in Cu-Mössbauerquellen.

Die Linienbreite für ^{57}Fe implantiert in Cu stimmt sehr gut mit der von ^{57}Co diffundiert in Cu überein (gleicher Absorber). Auch die Isomerieverschiebung gegen Eisen weicht nicht von Literaturwerten [21] für diffundierte Quellen ab.

b) Chrom

Chrom ist kubisch-raumzentriert. Die Implantationsfolie wurde hergestellt durch Aufdampfen von $2,2 \text{ mg/cm}^2$ Chrom auf eine $1,3 \text{ mg/cm}^2$ dicke Aluminiumfolie.

	^{57}Fe implantiert in Cr	^{57}Co diffundiert in Cr	^{57}Co diffundiert in Cu
Linienbreite in mm/sec	$0,46 \pm 0,06$		$0,410 \pm 0,007$ [19]
Isomerieverschiebung gegen Fe in mm/sec	$+(0,17 \pm 0,03)$	$+(0,152 \pm 0,020)$ [22]	

Bei Chrom sind die Vergleichsmöglichkeiten mit diffundierten Quellen nicht so gut wie bei Kupfer. Die Isomerieverschiebung von ^{57}Fe implantiert in Chrom ist innerhalb des Fehlers die gleiche wie die von ^{57}Co diffundiert in Chrom. Bei der Linienbreite ist nur ein indirekter Vergleich möglich. Die bei [19] verwendete Mössbauerquelle von ^{57}Co in Cu hat eine Halbwertsbreite von $(0,236 \pm 0,004) \text{ mm/sec}$. Aus den obigen Meßwerten kann man also entnehmen, daß ^{57}Fe implantiert in Chrom bei Raumtemperatur eine Emissionslinie mit ungefähr gleicher Halbwertsbreite besitzt. Dieser Wert

stimmt mit dem Ergebnis von Quaim [22] für eine diffundierte Quelle von ^{57}Co in Cr überein.

c) Vanadin

Die Implantationsfolie wurde wieder durch Aufdampfen auf $1,3 \text{ mg/cm}^2$ Aluminium hergestellt. Die Vanadindicke betrug $1,4 \text{ mg/cm}^2$. Vanadin ist wie Chrom kubisch-raumzentriert.

	^{57}Fe implantiert in V	^{57}Co diffundiert in V
Isomerieverschiebung gegen Fe in mm/sec	$+(0,09 \pm 0,03)$	$+(0,110 \pm 0,007)$ [22]

Für den Debye-Waller-Faktor und die Linienbreite existieren keine Vergleichsmessungen. Auf Grund der gemessenen Linienbreite kann nicht ausgeschlossen werden, daß ^{57}Fe implantiert in V eine leichte Quadrupolaufspaltung zeigt, was ebenso wie die Isomerieverschiebung in Übereinstimmung mit [22] ist.

d) Beryllium

Bei diesem Experiment wurde eine Berylliumscheibe der Dicke 84 mg/cm^2 verwendet. Beryllium hat hexagonale Struktur. Man erhält nach der Rückstoßimplantation ein aufgespaltenes Spektrum mit zwei Linien (s. Fig. 8). Kistner und Swan [23] haben einen Absorber aus Beryllium mit einigen % Eisen gemessen und ebenfalls eine Quadrupolaufspaltung gefunden.

	^{57}Fe implantiert in Be	Fe diffundiert in Be als Absorber. [23]
Linie 1	$0,58 \pm 0,17$	Linienbreite 1
Linienbreite in mm/sec		
Linie 2	$0,70 \pm 0,20$	< Linienbreite 2
Linie 1	$+(0,18 \pm 0,05)$	$\approx + 0,19$
Position gegen Fe in mm/sec		
Linie 2	$-(0,41 \pm 0,06)$	$\approx - 0,41$
Aufspaltung in mm/sec	$0,59 \pm 0,08$	$\approx 0,60$

	^{57}Fe implantiert in Be	^{57}Co diffundiert in Be
Isomeriever- schiebung gegen Fe in mm/sec	$-(0,11 \pm 0,08)$	$-(0,11 \pm 0,02)$ [21]

Das Mössbauerspektrum nach Rückstoßimplantation durchs Vakuum stimmt also in allen Einzelheiten mit dem von ^{57}Fe diffundiert in Beryllium überein.

e) α -Mangan

Die Implantationsfolie wurde wie bei Chrom und Vanadin hergestellt. Die Mangandicke betrug $1,3 \text{ mg/cm}^2$. Mangan

tritt in mehreren allotropen Modifikationen auf. Eine Untersuchung mit Röntgenstreuung im Mineralogischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg ergab, daß das aufgedampfte Mangan mindestens zu 90 % aus α -Mangan besteht. α -Mangan hat eine komplizierte Struktur vom Typ A12 (verwandt mit kubisch-raumzentriert) mit 58 Atomen pro Elementarzelle. Es bildet mit Eisen unter 32 % Eisenkonzentration einen Mischkristall gleicher Struktur. Kimball et al [24] haben eine α -FeMn-Legierung mit 5 % Eisen als Mössbaueraesorber untersucht. Es gibt im α -Mangangitter 4 Arten von Gitterplätzen, welche sich in der Koordinationszahl unterscheiden. Aus Röntgen- und Neutronenbeugungsexperimenten weiß man, daß Eisenatome im α -Mangangitter bei Legierungsbildung nur die Plätze mit der Koordinationszahl 12 und 13 besetzen. Kimball und Mitarbeiter [24] können das Mössbauerspektrum als Überlagerung von Quadrupoldoublets (verschiedene Position und Aufspaltung) erklären, die sie diesen beiden Gitterplätzen zuordnen. Die Überlagerung der beiden Quadrupoldoublets liefert scheinbar ein 2-Linienspektrum mit verschiedenen Linienbreiten. Um mit diesem Spektrum vergleichen zu können, wurde unser Mössbauerspektrum mit zwei Linien gefittet.

Linienposition gegen Fe in mm/sec	^{57}Fe implantiert in α -Mn	α -FeMn-Legierung als Absorber[24]
Linie 1	$+(0,07 \pm 0,05)$	$\approx +0,10$
Linie 2	$+(0,41 \pm 0,05)$	$\approx +0,40$

Die Linienpositionen sind also in guter Übereinstimmung. Um unser Spektrum noch genauer zu überprüfen, wurde mit

den Ergebnissen für die beiden Quadrupoldoublets in [24] ein Mössbauerspektrum berechnet und als Kurve in unsere Meßergebnisse eingezeichnet (s. Fig. 10). Dabei wurden nur die Größe des Effektes und die Linienbreite einer Einzellinie (0,41 mm/sec) unserem Experiment angepaßt, während Aufspaltung, Position und Verhältnis der Flächen der beiden Quadrupoldoublets von [24] übernommen wurden. Es besteht gute Übereinstimmung im Rahmen der Meßfehler.

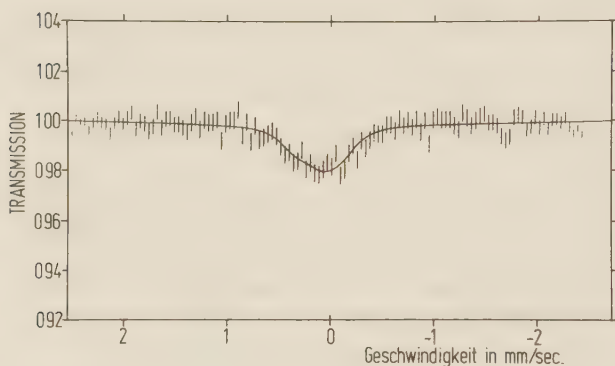


Fig. 10: Mössbauerspektrum von ^{57}Fe implantiert in $\alpha\text{-Mn}$. Die eingezeichnete Kurve ist berechnet mit den Ergebnissen von Kimball et al [24]

2) Diskussion und Deutung

Zusammenfassend kann man also sagen, daß die Mössbauerspektren von ^{57}Fe implantiert in verschiedene metallische Wirtsgitter bei Raumtemperatur in allen entscheidenden Größen (Debye-Waller-Faktor, Linienposition, Linienbreite

und Quadrupolaufspaltung) mit Messungen übereinstimmen, bei denen Eisen in geringer Konzentration auf normalen Gitterplätzen und in ungestörter Umgebung in diese Wirtsgitter eingebaut ist.^{x)}

Besonders interessant sind die Messungen mit Mangan. Die beiden Gitterplätze Mn III und Mn IV (Koordinationszahlen 13 und 12), auf die Eisen in α -Mangan bei der Mischkristallbildung eingebaut wird, unterscheiden sich in der Isomerieverschiebung um 0,16 mm/sec [24]. Die zwei anderen möglichen Gitterplätze Mn I und Mn II, die beide die Koordinationszahl 16 haben, werden in einer α -FeMn-Legierung nicht durch Eisenatome besetzt.^{xx)} Da unser Mössbauerspektrum nach Rückstoßimplantation in α -Mangan innerhalb der Meßfehler mit dem von Kimball et al [24] für einen Mischkristall von 5 % Eisen in α -Mangan übereinstimmt, können wir keine Hinweise dafür finden, daß bei der Rückstoßimplantation andere Verhältnisse vorliegen. Auch die Mössbauerspektren von ⁵⁷Fe implantiert in Cu, Cr, V und Be deuten nicht darauf hin, daß implantierte Eisenatome bei Raumtemperatur auf anderen Gitterplätzen als bei der Diffusion eingebaut werden.

x) Eine sogenannte interstitielle Lösung wäre nur möglich, wenn das gelöste Atom einen viel kleineren Atomradius als ein Wirtsgitteratom besitzt, was bei den hier untersuchten Metallen nicht der Fall ist. Der Ausdruck "ungestörte Umgebung" ist im Sinne von "gleiche Umgebung wie beim Einbau von Fremdatomen durch Diffusion" zu verstehen.

xx) In einer β -FeMn-Legierung (krz) gibt es nur zwei mögliche Gitterplätze mit den Koordinationszahlen 8 und 12, die jedoch beide durch Eisenatome besetzt werden. Nach [26] beträgt der Unterschied der Isomerieverschiebungen dieser beiden Gitterplätze 0,53 mm/sec.

Die gemessenen Quadrupolaufspaltungen von Eisen in Beryllium und Eisen in Mangan entsprechen einem Feldgradienten am Kernort von ungefähr 10^{16} V/cm².

Der Feldgradient an einem Gitterplatz eines kubisch-flächenzentrierten Gitters in direkter Nachbarschaft eines einfach geladenen Loches beträgt ebenfalls rund 10^{16} V/cm². Dieser Wert kann allerdings nicht ohne weiteres auf metallische Festkörper übertragen werden, da weder der Beitrag der Rumpfelektronen noch derjenige der Leitungselektronen berücksichtigt wurde [25]. Wenn deshalb der Wert von 10^{16} V/cm² im Einzelfall nicht einmal größenordnungsmäßig zutreffen braucht, so wäre es doch unwahrscheinlich, daß bei allen gemessenen Metallen der Beitrag der Rumpf- und Leitungselektronen zum Feldgradient denjenigen eines Loches in der Nachbarschaft kompensiert.

Unsere Messungen liefern wie diffundierte Quellen das Ergebnis, daß ⁵⁷Fe-Kerne implantiert in Cu und Cr eine praktisch nicht verbreiterte Einzellinie zeigen und daß bei V eine leichte Quadrupolaufspaltung nicht auszuschließen ist. Die Mössbauerspektren von ⁵⁷Fe implantiert in Be und Mn ergeben die gleiche Quadrupolaufspaltung wie Mischkristalle mit geringer Eisenkonzentration.

Wir können daher aus unseren Experimenten nicht schließen, daß die Mikroumgebung von implantierten bzw. diffundierten Mössbauerkernen in meßbarer Weise verschieden ist.

Zusammenfassend kann man also sagen:

Unsere Meßergebnisse deuten im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht darauf hin, daß Atome, die bei Raumtemperatur mit einigen MeV in metallische Wirtsgitter implantiert werden, nach 10^{-7} sec auf anderen Gitterplätzen und in anderer nächster Umgebung als diffundierte Mössbauerkerne zur Ruhe gekommen sind.

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit verschiedenen Mössbauerexperimenten nach Coulombanregung bzw. Kernreaktionen, bei denen in Eisen [11][14], Nickel [15] und Fe_2O_3 [8][9][10] die gleichen inneren Magnetfelder wie bei klassischen Mössbauerexperimenten gefunden wurden. In einer neueren Veröffentlichung [17] wurde jedoch eine Erniedrigung des Magnetfeldes und eine Änderung der Isomerieverschiebung in FeAl-Legierungen nach der Kernreaktion $^{56}\text{Fe} (n^{\text{therm}}, \gamma) ^{57}\text{Fe}$ festgestellt und als Einfluß von Leerstellen erklärt. Alle diese Experimente bestätigen also mit Ausnahme von [17] unsere Ergebnisse. Aber auch in diesem Fall besteht kein direkter Widerspruch, da die Verhältnisse in Legierungen mit größerem Eisengehalt anders sein können als in Metallen mit geringer Eisenkonzentration. Für dieses Argument spricht auch die Tatsache, daß die Mössbauerexperimente nach der Kernreaktion $^{56}\text{Fe} (n^{\text{therm}}, \gamma) ^{57}\text{Fe}$ nur in den FeAl-Legierungen [17], jedoch nicht in reinem Eisen [14], gegenüber Präparatemessungen abweichende innere Magnetfelder zeigen.

Wenn man unsere Experimente mit den theoretischen Vorhersagen [2] - [5][17] vergleicht, besteht Übereinstimmung darin, daß praktisch jedes implantierte Atom durch einen Ersetzungsstoß auf einem Gitterplatz landet. Wir können jedoch im Rahmen unserer Meßgenauigkeit keine Hinweise finden, daß die nächste Umgebung des Mössbaueratoms meßbar gestört ist durch Leerstellen. Wie im Abschnitt II 2) bereits erwähnt, liegt die Abkühlzeit in Metallen bei ungefähr 10^{-10} sec, d.h. nach 10^{-7} sec ist die Umgebung des Mössbaueratoms mit Sicherheit wieder auf Raumtemperatur. Einfache Abschätzungen über die Wanderung von Leerstellen und Zwischengitteratomen bei Raumtemperatur unter Verwendung der bekannten Wanderungsenergien von 0,5 - 1 eV zeigen, daß in Zeiten, die kleiner als 10^{-7} sec sind, thermisches Ausheilen sehr unwahrscheinlich ist. Die Frage der Leerstellenkonzentration in der Mikroumgebung des abge-

bremsten Mössbaueratoms ist jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht endgültig zu klären und kann nur durch größere Meßgenauigkeit entschieden werden.

Herrn Prof. Dr. H. Wegener bin ich für diese Arbeit und die Diskussionen, die er mit mir geführt hat, sehr zu Dank verpflichtet.

Meinen Kollegen, den Herren Dr. D. Seyboth, Dipl.-Phys. J. Baumann, Dipl.-Phys. B. Brzoska und cand. phys. F. Sontheimer, danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit und die tätige Hilfe. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. D. Seyboth für die zahlreichen klärenden Diskussionen, die viel zum Fortgang dieser Arbeit beitrugen, und Herrn Dipl.-Phys. B. Brzoska für viele Vorarbeiten zur Durchführung dieser Messungen.

Zu Dank bin ich auch dem Bundesministerium für Wissenschaft und Bildung verpflichtet, das einen Teil der Mittel für die verwendeten Geräte zur Verfügung stellte und vor allem mich persönlich finanziell unterstützte.

Literatur

- [1] Horst Wegener
Der Mössbauereffekt und seine Anwendung in
Physik und Chemie, Bibliographisches Institut,
Mannheim 1965
- [2] P. H. Dederichs, Chr. Lehmann, H. Wegener
Phys. stat. sol. 8, 213 (1965)
- [3] J. B. Gibson, A. M. Golland, M. Milgram,
G. H. Vineyard
Phys. Rev. 120, 1229 (1960)
- [4] C. Erginsoy, G. H. Vineyard, A. Englert
Phys. Rev. 133, A595 (1964)
- [5] C. Erginsoy, G. H. Vineyard, A. Shimiziu
Phys. Rev. 139, A118 (1965)
- [6] D. Seyboth, F. E. Obenshain, G. Czjzek
Phys. Rev. Letters 14, 521 (1965)
- [7] G. Czjzek, J. L. C. Ford Jr., F. E. Obenshain,
D. Seyboth
Phys. Rev. Letters 19, 673 (1966)
- [8] J. Christiansen, P. Hindenach, W. Morfeld,
E. Recknagel, D. Riegel und G. Weyer
Nucl. Phys. A99, 345 (1967)
- [9] J. Christiansen, H. E. Mahnke, E. Recknagel,
D. Riegel, G. Weyer und W. Witthuhn
wird veröffentlicht in Phys. Lett.

- [10] J. Christiansen, H. E. Mahnke, U. Morfeld,
E. Recknagel, D. Riegel, G. Weyer und
W. Witthuhn
wird veröffentlicht in Nucl. Phys.
- [11] W. J. Körner, J. Braunsfurth, H. F. Nesemann,
K. F. Sauer, S. J. Skorka und B. Zeitnitz
Congrès Intern. de Phys. Nucl. Vol II, 52 (1964)
- [12] E. T. Ritter, P. W. Keaton, Y. K. Lee,
R. R. Stevens Jr. und J. C. Walker
Phys. Rev. 154, 287 (1967)
- [13] G. M. Kalvius, G. D. Sprouse und S. S. Hanna
Hyperfine Structure and Nuclear Radiations,
North Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968)
- [14] W. G. Berger, J. Fink, F. E. Obenshain
Phys. Letters 25A, 466 (1967)
- [15] G. Czjzek, J. L. C. Ford Jr., J. C. Love,
F. E. Obenshain, H. H. F. Wegener
Phys. Rev. 174, 331 (1968)
- [16] B. H. Zimmermann, H. Jena, G. Ischenko,
H. Kilian, D. Seyboth
Phys. stat. sol. 27, 639 (1968)
- [17] G. Czjzek, W. G. Berger
Phys. Rev. B1, 957 (1970)
- [18] B. Brzoska
Diplomarbeit, Erlangen (1971)
- [19] eigene unveröffentlichte Messung

- [20] R. H. Nußbaum, D. G. Howard, W. L. Nees,
C. F. Steen
Phys. Rev. 173, 653 (1968)
- [21] A. H. Muir Jr., K. J. Ando, H. M. Coogan
Mössbauer Effect Data Index 1958 - 1965
Interscience Publishers, New York (1966)
- [22] S. M. Quaim
Proc. Phys. Soc. 90, 1065 (1967)
- [23] O. C. Kistner, J. B. Swan
Proceedings of the Second International Conference
on the Mössbauer Effect John Wiley and Sons, Inc.,
N. Y., 1962, p.270
- [24] C. M. Kimball, W. C. Phillips, M. V. Nevitt,
R. S. Preston
Phys. Rev. 146, 375 (1966)
- [25] V. E. G. Beckmann
Dissertation, Erlangen (1969)
- [26] C. W. Kimball, J. K. Tison und M. V. Nevitt
J. Appl. Phys. 38, 1153 (1967)

L e b e n s l a u f

Ich wurde am 22. August 1942 als einziges Kind des kaufm. Angest. Oskar Jena und seiner Ehefrau Anna, geb. Zimmermann, in Selb geboren.

Im September 1948 trat ich in Selb in die Volksschule ein und erhielt im Juli 1961 an der damaligen Oberrealschule Selb das Reifezeugnis.

Das Physikstudium begann ich im November 1961 an der Universität Erlangen und legte im November 1964 die Diplom-Vorprüfung ab. Meine Diplom-Arbeit fertigte ich bei Prof. Dr. H. Wegener an. Nach der Diplom-Hauptprüfung im Mai 1968 war ich zunächst wissenschaftliche Hilfskraft, und seit dem 1. Januar 1969 bin ich wissenschaftlicher Angestellter mit abgeschlossener Hochschulausbildung am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg. In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Am 3. 8. 1967 heiratete ich Fräulein Barbara Hupfaut.

Erlangen, den 15. 11. 1971

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990